

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИССОЦИАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР ^{10}C , ^{10}B И ^{12}C , СОПРОВОЖДАЕМОЙ ЯДРАМИ ^8Be И ^9B

© 2017 г. Д. А. Артеменков¹⁾, В. Браднова¹⁾, Г. И. Бритвич²⁾, А. А. Зайцев^{1),3)},
П. И. Зарубин^{1),3)*}, И. Г. Зарубина¹⁾, В. А. Калинин²⁾, Р. Р. Каттабеков¹⁾,
Н. К. Корнегруца¹⁾, М. Ю. Костин²⁾, А. В. Максимов²⁾, К. З. Маматкулов¹⁾, Е. Мицева¹⁾,
А. Неагу⁴⁾, В. А. Пикалов²⁾, М. К. Полковников²⁾, П. А. Рукояткин¹⁾, В. В. Русакова¹⁾,
В. Р. Саркисян⁵⁾, Р. Станоева^{6),7)}, Е. Фиру⁴⁾, М. Хайдук⁴⁾, С. П. Харламов³⁾

Поступила в редакцию 24.01.2017 г.; после доработки 01.03.2017 г.

Представлены результаты оценки вклада нестабильных ядер ^8Be и ^9B в когерентную диссоциацию релятивистских ядер ^{10}C , ^{10}B и ^{12}C в ядерной эмульсии (“белые” звезды). Отбор “белых” звезд, сопровождаемых ^9B , ведет к появлению отчетливого пика с максимумом при 4.1 ± 0.3 МэВ в распределении по энергии возбуждения ансамблей $2\alpha 2p$. Ядро ^8Be проявляется в когерентной диссоциации $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ с вероятностью $(25 \pm 5)\%$, включая $(14 \pm 3)\%$ через распады ^9B . Отношение вероятности зеркальных каналов $^9\text{B} + n$ и $^9\text{Be} + p$ оценивается как 6 ± 1 . Анализ релятивистской диссоциации ядер ^{12}C в ядерной эмульсии выявил девять 3α -событий, соответствующих состоянию Хойла.

DOI: 10.7868/S0044002717060046

ВВЕДЕНИЕ

В проекте БЕККЕРЕЛЬ [1] развит релятивистский подход к изучению кластеризации нуклонов в легких ядрах (обзоры в [2, 3]). Проект ориентирован на анализ слоев ядерной эмульсии (ЯЭ), продольно облученных в первичных и вторичных пучках ядер с энергией около 1 А ГэВ нуклотрона Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ). Новые возможности в этом отношении открываются на ускорительном комплексе Института физики высоких энергий (ИФВЭ), где созданы пучки ядер ^{12}C со значениями энергии в диапазоне от нескольких сотен МэВ (бустер) до нескольких десятков ГэВ (главное кольцо). В этом контексте далее представлены результаты и перспективы исследования многочастичных состояний с участием

нестабильных ядер ^8Be и ^9B , возникающих в диссоциации радиоактивного ядра ^{10}C и стабильных ядер ^{10}B и ^{12}C .

Ядерная эмульсия обеспечивает уникальные по полноте и угловому разрешению наблюдения событий множественной фрагментации релятивистских ядер. Для получения выводов о структуре исследуемых ядер анализ взаимодействий сосредоточен на событиях когерентной диссоциации, которые не содержат ни медленных фрагментов, ни заряженных мезонов (“белых” звездах). Такой отбор позволяет предположить касательный характер соударения и минимальность возмущения сталкивающихся ядер. Генерация “белых” звезд происходит в ядерной дифракционной диссоциации без перекрытия плотностей сталкивающихся ядер. Вероятность конечных состояний фрагментов в “белых” звездах служит оценкой их вклада в структуру изучаемых ядер.

Нестабильные ядра ^8Be и ^9B могут играть ключевую роль в общей картине ядерной кластеризации. Несмотря на сложности наблюдения, их вклад заслуживает изучения на всем доступном разнообразии ядер. На основе измерения углов вылета изотопов He и H реконструируются распады ^8Be и ^9B . Идентификация релятивистских распадов ядер ^8Be и ^9B возможна в распределениях по переменной $Q = M^* - M$, где $M^{*2} = \sum(P_i \cdot P_k)$, M^* — инвариантная масса системы фрагментов, а

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Институт физики высоких энергий (ИФВЭ), Протвино, Россия.

³⁾Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН), Москва, Россия.

⁴⁾Институт космических исследований, Магуреле, Румыния.

⁵⁾Ереванский физический институт, Армения.

⁶⁾Юго-западный университет, Благоевград, Болгария.

⁷⁾Институт ядерных исследований и ядерной энергетики, София, Болгария.

*E-mail: zarubin@ihe.jinr.ru

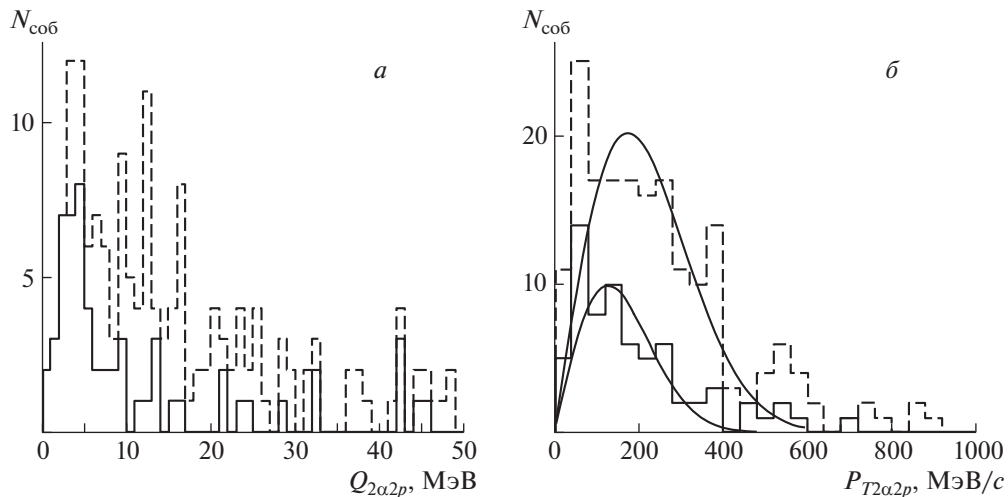


Рис. 1. Распределение по энергии $Q_{2\alpha 2p}$ (а) и полному поперечному импульсу $P_{T2\alpha 2p}$ (б) всех “белых” звезд $^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ (штриховая гистограмма) и звезд с участием ^9B (сплошная гистограмма).

$P_{i,k}$ — их 4-импульсы, определенные в приближении сохранения фрагментами первичного импульса на нуклон.

ВОЗМОЖНЫЙ РЕЗОНАНС $2\alpha 2p$

Структура радиоактивного ядра ^{10}C исследовалась методом когерентной диссоциации при энергии 1.2 ГэВ на нуклон [4]. Было установлено, что 82% “белых” звезд составляют события в канале $2\text{He} + 2\text{H}$. Для “белых” звезд $^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ оправдано предположение о том, что ядра He соответствуют ^4He , а H — протонам. При анализе распределения троек $2\alpha p$ по энергии $Q_{2\alpha}$ было установлено, что ^9B проявляется в ^{10}C с вероятностью $(30 \pm 4)\%$, а $^8\text{Be}_{g,s}$ возникают только в распадах ^9B .

Недавно в энергетическом распределении $Q_{2\alpha 2p}$ “квартетов” $2\alpha 2p$ (рис. 1а) была обнаружена особенность, пропущенная в [4]. Она состоит в том, что для “белых” звезд, содержащих распады ^9B , при $Q_{2\alpha 2p} = 4.1 \pm 0.3$ МэВ проявляется отчетливый пик (RMS 2.0 МэВ). Число событий в пике составляет $(17 \pm 4)\%$ от полного числа “белых” звезд ^{10}C и $(65 \pm 14)\%$ от событий, содержащих распад ^9B . Распределение по полному импульсу $P_{T2\alpha 2p}$ всех ансамблей $2\alpha 2p$ (рис. 1б) описывается функцией Рэлея (кривая) с параметром $\sigma = 175 \pm 10$ МэВ/с. В присутствии ^9B оно значительно уже — $\sigma = 127 \pm 16$ МэВ/с.

Указание на подобный резонанс в системе $^9\text{B} + p$ было получено при энергии ядер ^{10}C 35 А МэВ [5]. Однако оно не получило подтверждения в другом эксперименте при энергии ядер ^{10}C 10 А МэВ

[6]. Затем авторы [5] опубликовали опровержение, сославшись на недостаточное разрешение, что обосновали моделированием [7]. Тем не менее, возможно, что в противоречии [5] и [6] сказывается сильная энергетическая зависимость возбуждения этого резонанса, которое с необходимостью должно быть периферическим.

В низкоэнергетических экспериментах с регистрацией всех фрагментов налетающего ядра условие на периферийность не может быть усилено требованием отсутствия фрагментов мишени. На энергетическом пороге реакции диссоциации такой резонанс может либо маскироваться сложным механизмом реакции или не возникать вовсе.

Наше наблюдение сделано в принципиально другой постановке. Оно отличается максимальной достоверностью при наилучшем угловом разрешении измерения следов четверок $2\alpha 2p$. Для подтверждения существования такого резонанса, который может оказаться ядерно-молекулярной системой $2\alpha 2p$, весьма желательно нарастить статистику такого рода событий на основе нового облучения и применения метода ускоренного поиска струй фрагментов $2\text{He} + 2\text{H}$.

АСИММЕТРИЯ В ЗЕРКАЛЬНЫХ КАНАЛАХ ДИССОЦИАЦИИ ^{10}B

Облучение ЯЭ ядрами ^{10}B с энергией 1 А ГэВ было выполнено в одном из первых сеансов на нуклотроне ОИЯИ. При анализе событий когерентной диссоциации проявилось доминирование “белых” звезд в канале $2\text{He} + \text{H}$ при их подавлении в канале $\text{Be} + \text{H}$ (не более 2%). Обнаружение значительного вклада нестабильного ядра ^9B в структуре радиоактивного ядра ^{10}C [4] указало на возможность

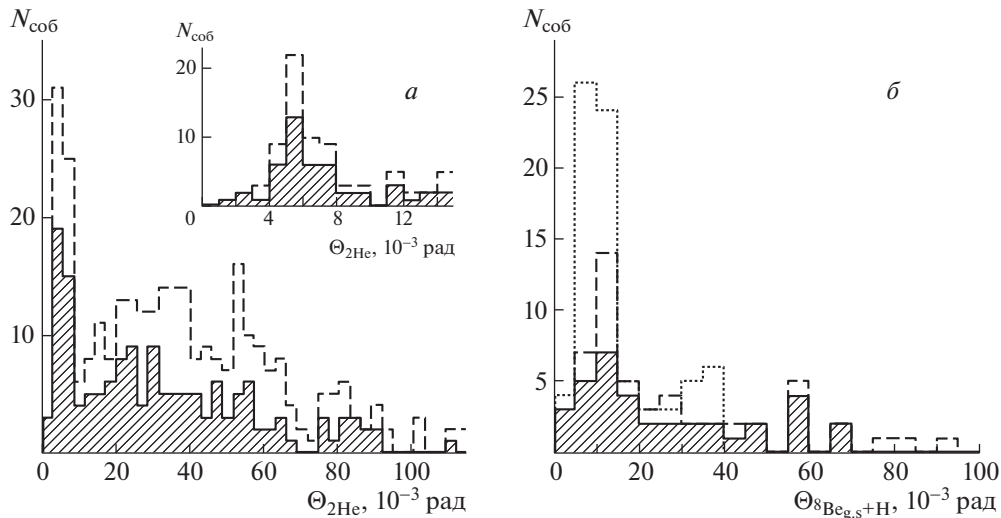


Рис. 2. Распределение: *a* — по углу разлета $\Theta_{2\text{He}}$ фрагментов He во всех звездах (штриховая гистограмма) и в “белых” звездах с участием ^{10}B (заштрихованная область), *б* — по углу разлета $\Theta(^8\text{Be}_{g,s} + \text{H})$ в “белых” звездах с ^{10}C (точечная гистограмма), во всех звездах (штриховая) и в “белых” звездах с ^{10}B (заштрихованная область).

диссоциации ядра ^{10}B с участием ^9B . Кроме того, привлечение появившихся сведений по диссоциации ядра ^9Be в ЯЭ позволяет интерпретировать структуру ядра ^{10}B с учетом возможного присутствия в нем суперпозиции виртуальных состояний $^8\text{Be}_{g,s}$ и $^8\text{Be}_{2+}$. Определение вклада нестабильных ядер дает основу для лучшего понимания структуры последующих ядер ^{11}C [3] и ^{12}N .

При выполненном в 2015 г. повторном просмотре по следам пучковых ядер ^{10}B на длине 241 м было найдено 1664 ядерные звезды [3]. Распределение найденных среди них 127 “белых” звезд ^{10}B подтверждает лидерство канала $2\text{He} + \text{H}$ (78%) и подавление канала $\text{Be} + \text{H}$ (1%), который должен соответствовать конфигурации $^9\text{Be} + p$. Статистика событий в остальных каналах распределилась следующим образом: $\text{He} + 3\text{H}$ — 12%, $\text{Li} + \text{He}$ — 4% и $\text{Li} + \text{He}$ — 4%.

В измерениях по углу разлета $\Theta_{2\text{He}}$ статистика пар 2He в интервале $0 < \Theta_{2\text{He}} < 10.5$ мрад, соответствующем распаду $^8\text{Be}_{g,s}$, охватывает $(25 \pm 5)\%$ “белых” звезд $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ (рис. 2*a*). В интервале углов разлета $\Theta(^8\text{Be}_{g,s} + \text{H}) < 25$ мрад (рис. 2*б*), соответствующем распадам ^9B , находятся только $(14 \pm 3)\%$ “белых” звезд $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$. Таким образом, распадами ^9B объясняется только $(56 \pm 16)\%$ распадов $^8\text{Be}_{g,s}$. Стоит подчеркнуть отличие этого вывода от случая ^{10}C , где это соответствие было полным. Тем самым получает основание предположение о существовании в ядре ^{10}B суперпозиции основ $^8\text{Be}_{g,s}/^8\text{Be}_{2+}$ наряду с ^9B , проявляющейся в виде избытка событий с $^8\text{Be}_{g,s}$.

Статистика “белых” звезд ^{10}B , найденных без выборки, позволяет оценить соотношение вероятностей каналов $^9\text{B} + n$ и $^9\text{Be} + p$ как 6 ± 1 , что кажется неожиданным. Альтернативное объяснение асимметрии вероятностей зеркальных каналов могло бы основываться на качественно более широком пространственном распределении нейтронов по сравнению с протонами. Однако этот вариант представляется маловероятным, поскольку неупругое сечение взаимодействия релятивистских ядер ^{10}B не имеет усиленного (экзотического) поведения.

Возможно, что этот факт указывает на присутствие основы ^9Be в ^{10}B преимущественно в форме суперпозиции $^8\text{Be}_{2+}/^8\text{Be}_{g,s} + n$ (ядерной молекулы), что проявляется в диссоциации с прямым образованием состояний $^8\text{Be}_{g,s}$ (без распадов ^9B) и $^8\text{Be}_{2+}$. Основа же в виде ^9B представляет собой изначально такую кластерную форму.

Релятивистские фрагменты H и He могут быть идентифицированы по параметру $p\beta c$, который определяется исходя из измерений многократного рассеяния следов в ЯЭ, где p — полный импульс, а βc — скорость. Измерение параметра $p\beta c$ пучковых дейтронов (калибровка) позволяет проверить эту трудоемкую и не всегда осуществимую процедуру (рис. 3). Для их 20 следов среднее значение $\langle p\beta c \rangle$ составило 2.5 ± 0.5 ГэВ при $\text{RMS} = 0.6$ ГэВ, что соответствует ожидаемой величине. Кроме того, для фрагментов H из распадов ^9B в “белых” звездах $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ получено значение $\langle p\beta c \rangle = 1.1 \pm 0.3$ ГэВ при $\text{RMS} = 0.4$ ГэВ, соответству-

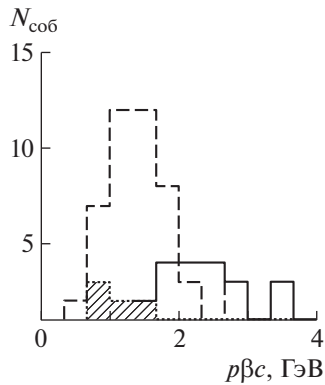


Рис. 3. Распределение по величине $p\beta c$ следов пучковых дейтронов (сплошная гистограмма), фрагментов H (штриховая) в 52 звездах $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$, включая 36 “белых” звезд и 9 распадов ^9B (заштрихованная область).

ющее как протонам распада, так и первичному импульсу на нуклон ядер ^{10}B .

Для идентификации изотопов H в “белых” звездах $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ использовалась процедура, которая была разработана на основе построения классифицирующих функций. Последние были получены по результатам статистического моделирования средних значений вторых разностей отклонения следов $\langle |D| \rangle$ на ячейках 500, 600, 700, 800 мкм. Полученные функции используются для определения принадлежности экспериментальных величин $\langle |D| \rangle$ к характерным для различных изотопов группам значений.

Согласно этой процедуре основную часть спектра по $p\beta c$ до 1.8 ГэВ фрагментов H в “белых” звездах $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ составляют протоны со средним значением $\langle p\beta c \rangle = 1.2 \pm 0.1$ ГэВ при $\text{RMS} = 0.3$ ГэВ. Распределение по $p\beta c$ свыше 1.8 ГэВ соответствует дейтронам с $\langle p\beta c \rangle = 2.5 \pm 0.5$ ГэВ при $\text{RMS} = 0.7$ ГэВ. Соотношение идентифицированных следов p и d составляет 2 ± 0.25 .

Идентификация изотопов He и H позволяет углубить анализ “белых” звезд $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$. В частности, конфигурация $^8\text{Be}_{2+} + d$ может быть источником распадов $^8\text{Be}_{2+}$. В настоящей работе наблюдались шесть “белых” звезд такого типа. На рис. 4а представлено распределение по углу разлета $\Theta_{2\text{He}}$ фрагментов He при условии $p\beta c$ свыше 1.9 ГэВ. Оно имеет среднее значение $\langle \Theta_{2\text{He}} \rangle = 30 \pm 3$ мрад при $\text{RMS} = 7$ мрад, что отвечает $\langle Q_{2\alpha} \rangle = 2.8 \pm 0.5$ МэВ при $\text{RMS} = 0.9$ МэВ, а значит, состоянию $^8\text{Be}_{2+}$. На рис. 4б представлено распределение по энергии $Q_{2\alpha d}$ для этих шести ансамблей $^8\text{Be}_{2+} + d$ с $\langle Q_{2\alpha d} \rangle = 4.1 \pm 0.3$ МэВ при $\text{RMS} = 0.9$ МэВ. Будучи крайне ограничено статистически, это наблюдение указывает на возможность

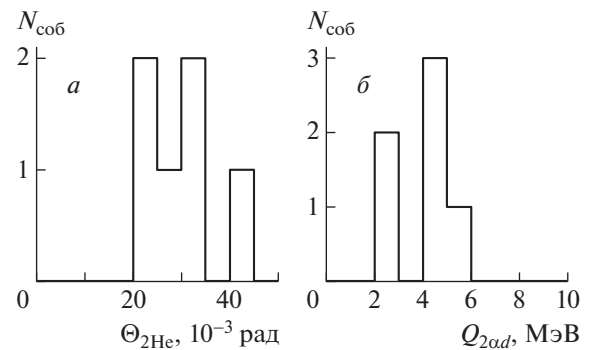


Рис. 4. Распределение по углу разлета $\Theta_{2\text{He}}$ (а) фрагментов He при условии $p\beta c$ свыше 1.9 ГэВ (дейтроны) “белых” звезд $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ и по энергии $Q_{2\alpha d}$ (б) ансамблей $^8\text{Be}_{2+} + d$.

возникновения состояний ядерно-молекулярного типа. Кроме того, с вероятностью 8% наблюдаются “белые” звезды в канале $^{10}\text{B} \rightarrow ^6\text{Li} + \alpha$. Поэтому можно ожидать вклад кластерной структуры ^6Li в канал $2\alpha + p(d)$. Однако и такое развитие исследования требует наращивания статистики “белых” звезд.

ПОИСК СОСТОЯНИЯ ХОЙЛА

Перспективной задачей для применения методики ЯЭ является поиск троек α -частиц в состоянии Хойла (во втором возбужденном и первом несвязанном состоянии 0_2^+) при когерентной диссоциации ядер ^{12}C . В нуклеосинтезе через него происходит слияние 3α -частичного ансамбля в ядро ^{12}C . Предполагается, что (вслед за ^8Be) оно соответствует конденсату Бозе–Эйнштейна [8] из α -частиц с нулевыми относительными угловыми моментами. Экспериментально состояние Хойла должно проявиться в наиболее узких по углу разлета струях α -частиц, в которых все α -пары соответствуют $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$. Представим экспериментальные предпосылки этого предложения.

В начале 1970-х годов на синхрофазотроне ОИЯИ ЯЭ была облучена ядрами ^{12}C с энергией 3.65 А ГэВ. Позже облучались стопки слоев ЯЭ, пропитанные солями свинца. Нами выполнен дополнительный анализ этих облучений ЯЭ. В результате найдено девять событий, в которых суммарная поперечная энергия α -частиц в системе диссоциирующего ядра отвечает возбуждению ядра $^{12}\text{C}^*$ на уровень 7.65 МэВ (состояние Хойла). На рис. 5 представлено распределение этих событий по переменной $Q_{3\alpha}$. Имея приоритетный характер, данные наблюдения мотивируют поиск состояния Хойла на приемлемом уровне статистики.

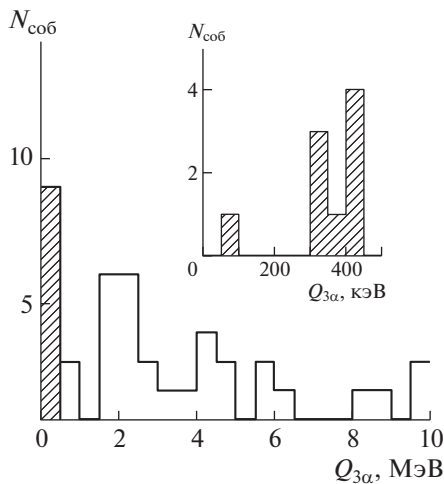


Рис. 5. Распределение энергии $Q_{3\alpha}$ в тройках α -частиц для событий когерентной диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 4.5 А ГэВ/с; на вставке приведена с увеличением область от 0 до 500 кэВ.

С этой целью стопки слоев ЯЭ будут продольно облучены ядрами ^{12}C на нуклотроне ОИЯИ и ускорительном комплексе ИФВЭ. Энергия ядер ^{12}C охватит диапазон от сотен МэВ до нескольких десятков ГэВ на нуклон, что позволит проследить ход сечения для реакции возникновения троек α -частиц в состоянии Хойла и установить универсальность его образования. ЯЭ будет обогащена ядрами свинца для усиления вклада электромагнитной диссоциации. Будут измерены углы вылета в нескольких сотнях троек α -частиц.

Важно расширить охват по энергии ядер ^{12}C , поскольку теоретические расчеты сечений электромагнитной диссоциации легких ядер указывают на широкий максимум в области несколько сотен МэВ на нуклон. При снижении энергии ядер возникает и ряд практических удобств. Во-первых, возрастает визуальный контраст между фрагментными α -парами и узкими парами от распадов $^8\text{Be}_{g.s.}$. Во-вторых, снижается доля фоновых событий с рождением заряженных мезонов. В-третьих, упрощается разравнивание профиля пучка на входе в стопку ЯЭ. Эффект торможения первичного ядра в среде ЯЭ может быть компенсирован инвариантным представлением энергии α -пары, а также сужением по направлению пучка области просмотра ЯЭ.

Медицинский пучок ядер ^{12}C в ИФВЭ, используемый на начальном и решающем этапе этого проекта, обеспечивает требуемую однородность облучения. Он имеет энергию, соответствующую максимуму сечения электромагнитной диссоциации. Его рабочая интенсивность, составляющая не

менее 10^8 ядер в цикл, должна быть, как минимум, 1000-кратно снижена, чтобы избежать переоблучения и обеспечить мониторинг пучка. Решение этой задачи не является простым, поскольку высокая интенсивность обеспечивает обратную связь для настройки ускорителя.

Мероприятия, осуществленные в декабре 2016 г., позволили контролируемым образом облучить слои ЯЭ толщиной 500 мкм. Производство таких слоев возобновлено компанией «Славич» (г. Переславль-Залесский). Для обеспечения плотности частиц в месте облучения 2000–4500 ядер/см² был изменен режим медленного вывода, снижена эффективность вывода, точка облучения ЯЭ перенесена дополнительно на 8 м по направлению пучка, длительность вывода сокращена с 600 до 400 мс.

Для контроля облучения ЯЭ были использованы счетчики на основе сцинтилляторов производства ИФВЭ (пластический полистирольный типа СЦ-301) размером 10×10 мм с толщиной 1 мм и ФЭУ-85. При облучении стопки слоев ЯЭ устанавливались перед счетчиками. На рис. 6 представлен состав пучка ядер углерода медицинского канала У-70 в месте облучения ЯЭ. Доля ядер с зарядом 6 составила около 78%, 5 — 2%, 4 — 2%, 3 — 2%, 2 — 14% и с зарядом 1 — 2%. Такая смесь является ожидаемым следствием отсутствия вакуумного ионпровода и сепарирующих магнитов. Этот факт не затрудняет отбор «белых» звезд. Напротив, возникает возможность попутных калибровок по заряду и многократному рассеянию. В настоящее время облученный материал анализируется.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В целом семейство легких ядер, составляющих начало таблицы изотопов, остается полной сюрпризов «лабораторией», в которой прослеживается возникновение оболочечной структуры. Релятивистская диссоциация в ядерной эмульсии этих ядер, включая радиоактивные, позволяет изучать все разнообразие ансамблей легчайших кластеров вплоть до порога связи. Возникающая физическая картина может быть суммирована следующим образом.

Кроме нуклонов структура легких ядер основывается на кластерах, не имеющих возбужденных состояний: α -частицах, тритонах, ядрах ^3He (гелионах) и дейтронах. Пара α -частиц может составить нестабильное ядро ^8Be в основном и первом возбужденном состояниях ($^8\text{Be}_{g.s.}$ и $^8\text{Be}_{2+}$). Эти конфигурации почти в равной степени присутствуют как основы в стабильном ядре ^9Be . Стабильные ядра ^7Be и ^7Li важны в структуре более тяжелых

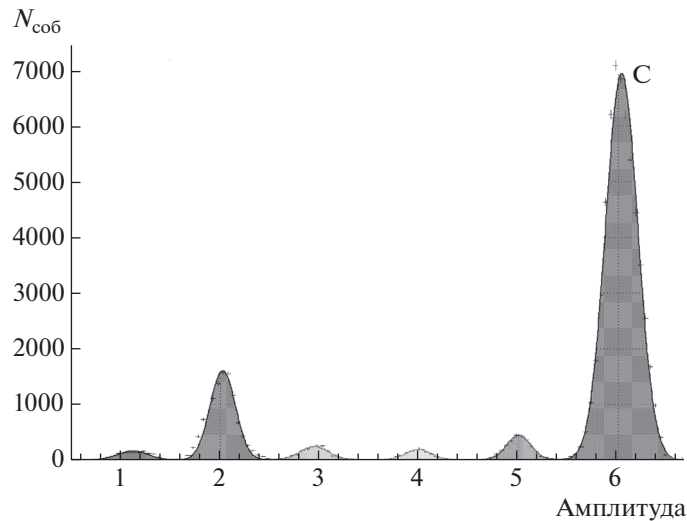


Рис. 6. Состав пучка ядер углерода медицинского канала У-70 в месте облучения ядерных эмульсий.

нейтронодефицитных и нейтроноизбыточных ядер. Нестабильное молекулородоподобное ядро ${}^9\text{В}$ (${}^8\text{Ве}_{g.s} + p$) и стабильное ${}^9\text{Ве}$ могут иметь примерно равные роли как основы ядра ${}^{10}\text{В}$. Вместе с тем ядро ${}^9\text{Ве}$ в ядре ${}^{10}\text{В}$ может присутствовать не только как целостное образование, но и как суперпозиция ${}^8\text{Ве}_{g.s}/{}^8\text{Ве}_{2+} + n$, аналогичная несвязанному ядру ${}^9\text{В}$ (${}^8\text{Ве}_{g.s} + n$).

Сбалансированное сосуществование возможных суперпозиций из ядер-основ, кластеров и нуклонов определяет параметры основного состояния соответствующего ядра. Несмотря на релятивистский масштаб когерентных взаимодействий, в них можно вести поиск эффектов квантовой механики нескольких тел, и даже ядерно-молекулярных систем. Однако только метод ядерной эмульсии обладает необходимым пространственным разрешением.

Отсутствие среди изотопов связанных ядер ${}^8\text{Ве}$ и ${}^9\text{В}$ фундаментальным образом определяет течение нуклеосинтеза, заставляя его обходить эти пропуски в таблице изотопов. Отсутствие стабильных основных состояний этих ядер не препятствует их участию в ядерной структуре в качестве основ. Рассмотрение последовательности нуклеосинтеза к ${}^{10,11}\text{В}$ через цепочку (так называемую hot breakout) ${}^7\text{Ве}({}^3\text{He}, \gamma){}^{10}\text{С}(e^+, \nu){}^{10}\text{В}$ позволяет оценить их значение.

Синтез ${}^{10}\text{С}$ обеспечен энергетическим “окном” для возникновения промежуточных состояний ${}^9\text{В} + p$, ${}^8\text{Ве}_{2+} + 2p$ и ${}^6\text{Ве} + \alpha$. Эти конфигурации сохраняются в последующей цепочке ${}^{10}\text{С}(e^+, \nu){}^{10}\text{В}(p, \gamma){}^{11}\text{С}(e^+, \nu){}^{11}\text{В}$. “Окно” реакции ${}^7\text{Ве}({}^4\text{He}, \gamma){}^{11}\text{С}$ позволяет только слияние ${}^7\text{Ве}$ и ${}^4\text{He}$, также дающее вклад в структуру ${}^{11}\text{С}$ и ${}^{11}\text{В}$.

Таким образом, через электромагнитные переходы из реальных состояний с нестабильными ядрами происходит заселение скрытого разнообразия виртуальных конфигураций в ядрах ${}^{10,11}\text{С}$ и ${}^{10,11}\text{В}$. В свою очередь при синтезе последующих ядер эти ядра используются для реакций захвата протонов (или обмена нейтронами) или присоединения изотопов He , что ведет к наследованию особенностей предшествующих структур.

Идентификация состояния Хойла в диссоциации ${}^{12}\text{С}$ откроет перспективу для поиска этим методом конденсатных состояний с большим числом α -частиц в диссоциации более тяжелых ядер. В свою очередь открытие α -конденсата позволит развить новые сценарии ядерной астрофизики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. “The BECQUEREL Project” <http://becquerel.jinr.ru/>
2. P. I. Zarubin, *Clusters in Nuclei, Vol. 3* (Lect. Notes Phys. **875**) (Springer, 2014), p. 51; arXiv: 1309.4881.
3. D. A. Artemenkov, A. A. Zaitsev, P. I. Zarubin, *Phys. Part. Nucl.* **48**, 147 (2017); arXiv: 1607.08020.
4. Р. Р. Каттабеков, К. З. Маматкулов, С. С. Аликулов и др., *ЯФ* **76**, 1286 (2013) [*Phys. Atom. Nucl.* **76**, 1224 (2013)].
5. N. Curtis *et al.*, *Phys. Rev. C* **77**, 021301(R) (2008).
6. R. Charity *et al.*, *Phys. Rev. C* **80**, 024306 (2009).
7. N. Curtis *et al.*, *Phys. Rev. C* **82**, 029907(E) (2010).
8. T. Yamada, Y. Funaki, H. Horiuchi, G. Roepke, P. Schuck, and A. Tohsaki, *Clusters in Nuclei, Vol. 2* (Lect. Notes Phys. **848**) (Springer, 2012), p. 229; arXiv: 1103.3940.

**STUDY OF DISSOCIATION OF RELATIVISTIC NUCLEI ^{10}C , ^{10}B , AND ^{12}C
ACCOMPANIED ^8Be AND ^9B NUCLEI**

**D. A. Artemenkov, V. Bradnova, G. I. Britvich, A. A. Zaitsev, P. I. Zarubin, I. G. Zarubina,
V. A. Kalinin, R. R. Kattabekov, N. K. Kornegrutsa, M. Yu. Kostin, A. V. Maksimov,
K. Z. Mamatkulov, E. Mitseva, A. Neagu, V. A. Pikalov, M. K. Polkovnikov, P. A. Rukoyatkin,
V. V. Rusakova, V. R. Sarkisyan, R. Stanoeva, E. Firu, M. Haiduc, S. P. Kharlamov**

Results on the contribution of the unstable nuclei ^8Be and ^9B in the coherent dissociation of relativistic nuclei ^{10}C , ^{10}B , and ^{12}C in nuclear track emulsion (“white” stars) are presented. Selection of the ^{10}C “white” stars accompanied by ^9B leads to the appearance of the distinct peak with a maximum at $4.1 \pm \pm 0.3$ MeV in the excitation energy distribution of $2\alpha 2p$ ensembles. The ^8Be nucleus is manifested in the coherent dissociation $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ with a probability of $(25 \pm 5)\%$ including $(14 \pm 3)\%$ via ^9B decays. A ratio of probability of the mirror channels $^9\text{B} + n$ and $^9\text{Be} + p$ is estimated to be 6 ± 1 . Reanalysis of relativistic ^{12}C dissociation revealed nine 3α events corresponding to the Hoyle state.